

УДК 621.3.011.72

С.Н. ЗАХАРЧЕНКО, канд. техн. наук, Институт
электродинамики НАН Украины, Киев

ВЛИЯНИЕ ВИДА АППРОКСИМИРУЮЩИХ ФУНКЦИЙ НА ВЫБОР УСЛОВИЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ ТОКОПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Проанализированы функции, аппроксимирующие зависимости эквивалентного электрического сопротивления гранулированных токопроводящих сред от тока в них, с точки зрения удобства их использования при решении дифференциальных уравнений, описывающих переходные процессы в таких цепях и корректности определения начальных и специальных условий.

Ключевые слова: нелинейное сопротивление, аппроксимация, переходный процесс.

Проаналізовано функції, які апроксимують залежності еквівалентного електричного опору гранульованих струмопровідних середовищ від струму в них з точки зору зручності їх використання у розв'язанні диференціальних рівнянь, що описують перехідні процеси в таких колах і коректності визначення початкових і спеціальних умов.

Ключові слова: нелінійний опір, апроксимація, перехідний процес.

The functions approximating dependences of equivalent electric resistance of granulated current-carrying media on current in them, from the point of view of convenience of their use at the solution of the differential equations describing transients in such circuits and a correctness of definition of initial and special conditions are analyzed.

Key words: nonlinear resistance, approximation, transient.

Введение. Искроэрозионные процессы, происходящие в гранулированных токопроводящих средах в результате протекания импульсных токов, лежат в основе технологий производства порошков тугоплавких и многокомпонентных сплавов [1], обеззараживания и комплексной очистки водных стоков [2], а также получения ультрадисперсных гидрозолей биологически активных металлов [3]. Анализ и оптимизация электромагнитных процессов в цепях, содержащих такие нагрузки, невозможны без адекватного описания их электрических свойств. В [4] были предложены несколько классов функций, аппроксимирующих зависимость сопротивления такой среды от протекающего в ней импульсного

© С.Н. Захарченко, 2012

тока, которые подбирались, исходя из соответствия экспериментальных зависимостей графикам функций в заданных режимами технологического процесса интервалах изменения аргумента.

В настоящей работе проанализируем выбранные в [4] функции с точки зрения возможности задания начальных условий и удобства их применения в дифференциальных уравнениях, описывающих переходной процесс разряда емкостного накопителя энергии в выходной цепи генератора импульсов с такой нагрузкой.

Схема замещения выходной цепи генератора импульсов. Эквивалентная схема замещения выходной цепи генератора импульсов с емкостным накопителем энергии C и искроэрозионной нагрузкой, R_H , при замкнутом разрядном коммутаторе представлена на рис. 1. R_0 моделирует постоянную составляющую сопротивления нагрузки, а $R_*(i)$ – зависимую от тока составляющую ее сопротивления. Индуктивность соединительных кабелей обозначена L , сопротивление шунтирующего нагрузку резистора – $R_{ш}$, ток в нем – $i_{ш}$, ток емкостного накопителя – i , а ток нагрузки – i_H .

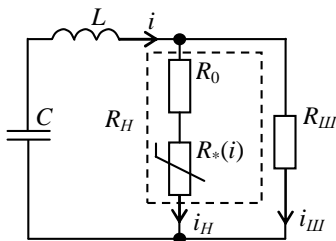


Рис. 1. Эквивалентная схема замещения выходной цепи генератора импульсов.

Резистор $R_{ш}$ необходим для гарантированного обеспечения нулевых условий разряда конденсатора C к моменту начала следующего цикла при самопроизвольном возрастании сопротивления нагрузки R_H на порядки [5]. Это крайне важно для обеспечения безаварийных режимов работы некоторых преобразователей, работающих на такую нагрузку, например, для обратноточковых [6], а также генераторов импульсов с зарядным и разрядным

тиристорными коммутаторами [7]. На основе последних построен генератор разрядных импульсов установки искроэрозионной обработки гранулированных токопроводящих сред, на которой проводилась серия экспериментов для определения зависимости сопротивления нагрузки от протекающего в ней импульсного тока [4].

Анализ функций аппроксимации сопротивления нагрузки. Функции, аппроксимирующие зависимость эквивалентного электрического сопротивления слоя алюминиевых гранул в воде от протекающего в нем импульсного тока по данным [4], а также корректные начальные условия для тока нагрузки и его первой производной по времени приведены в табл. 1. При этом использовались следующие обозначе-

ния: $a_0, a_1, a_2 \dots$ – коэффициенты аппроксимирующих функций; Q_0 – начальный заряд конденсатора C ; ω_0 – угловая частота собственных колебаний в цепи.

Как видно из табл. 1, все аппроксимирующие функции можно условно разделить на несколько групп. Первая группа состоит из двух характеристик, представляющих собой алгебраические полномы второй и пятой степени, соответственно (№ 1, № 2). Начальные условия в обоих случаях одинаковы. Аппроксимация экспоненциальной функцией (№ 3) предполагает наличие отличного от предыдущих случаев начального условия по первой производной тока в нагрузке, поскольку в нем в явном виде присутствует зависимость от коэффициента a_1 .

Таблица 1 – Аппроксимирующие функции.

№ пп	Аппроксимирующая функция	Начальные условия по току	Начальные условия по первой производной тока
1	2	3	4
1.	$R_H = a_0 + a_1 i_H + a_2 i_H^2$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\left. \frac{di_H}{dt} \right _{t=0} = -Q_0 \omega_0^2 \cdot \frac{R_{III}}{R_0 + R_{III}}$
2.	$R_H = a_0 + a_1 i_H + a_2 i_H^2 +$ $+ a_3 i_H^3 + a_4 i_H^4 + a_5 i_H^5$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\left. \frac{di_H}{dt} \right _{t=0} = -Q_0 \omega_0^2 \cdot \frac{R_{III}}{R_0 + R_{III}}$
3.	$R_H = a_0 +$ $+ a_1 \exp(- i_H /a_2)$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\left. \frac{di_H}{dt} \right _{t=0} = -Q_0 \omega_0^2 \cdot \frac{R_{III}}{R_0 + R_{III} + a_1}$
4.	$R_H = a_0 + a_1 (1 - \ln i_H)$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	–
5.	$R_H = a_0 +$ $+ a_1 (1 - \log_{a_2} i_H)$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	–
6.	$R_H = a_0 +$ $+ a_1 (1 - \ln i_H) + a_2 i_H $	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	–
7.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{\ln i_H + a_2}$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\left. \frac{di_H}{dt} \right _{t=0} = -Q_0 \omega_0^2 \cdot \frac{R_{III}}{R_0 + R_{III}}$

Окончание табл. 1.

1	2	3	4
8.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{\ln i_H + a_2}$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\frac{di_H}{dt}\Big _{t=0} = -Q_0\omega_0^2 \cdot \frac{R_{III} \ln a_2}{(R_0 + R_{III}) \ln a_2 + a_1}$
9.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{\sqrt{ i_H }}$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	—
10.	$R_H = \frac{a_2 \left(a_0 + \frac{a_1}{ i_H } \right)}{a_0 + \frac{a_1}{ i_H } + a_2}$	$i _{t=0} =$ $= i_H _{t=0} = 0$	$\frac{di_H}{dt}\Big _{t=0} = -Q_0\omega_0^2 \cdot \frac{R_{III}}{R_0 + R_{III}}$
11.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{ i_H }$	—	—
12.	$R_H = a_0 + a_1 i_H ^{-1,5}$	—	—
13.	$R_H = a_0 + \frac{a_2}{i_H^2}$	—	—
14.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{ i_H } + \frac{a_2}{i_H^2}$	—	—
15.	$R_H = a_0 + \frac{a_1}{ i_H } + \frac{a_3}{ i_H ^3}$	—	—

Третья группа включает аппроксимацию логарифмическими функциями (№ 4, № 5) и сумму логарифмической и линейной функций (№6). Эта группа имеет корректное начальное условие по току и некорректное по первой производной (поскольку $\ln 0 = \infty$). Следующая группа состоит из аппроксимаций с помощью обратных логарифмических функций (№ 7, № 8). В обоих случаях начальные условия по току в нагрузке и его первой производной корректны, однако для аппроксимации № 7 начальные условия для производной по току (как и случаях № 1 и № 2) зависит только от линейной части сопротивлений R_H и R_{III} , а в случае № 8 зависит также от коэффициента при нелинейной части сопротивления R_H .

Случаи № 9, 10, 12-15 представляют собой аппроксимации гиперболами разных степеней и суммами гипербол. При этом только в случае № 9 существует корректное начальное условие по току. Все это указывает на то, что в большинстве приведенных аппроксимаций не существует корректных начальных условий. Выделение корректных граничных условий также является проблематичным.

Случай № 11 учитывает как сопротивление слоя металлических гранул в соответствии с аппроксимацией № 10, так и лианеризованное сопротивление воды, в которую этот слой погружен (коэффициент a_2). В соответствии с функцией № 11 сопротивление жидкости подключено параллельно сопротивлению слоя гранул, состоящего из постоянной компоненты a_0 и гиперболы первой степени с коэффициентом a_1 .

Поскольку из эксперимента известно о наличии максимума i_H , в случаях, когда это необходимо для нахождения постоянных интегрирования будем пользоваться специальными условиями в точке достижения функцией $i(t)$ максимального значения:

$$i_H = I_m \Big|_{t=t_m}; \quad \frac{di_H}{dt} \Big|_{t=t_m} = 0; \quad (1)$$

$$i = I_C \Big|_{t=t_C}; \quad \frac{di}{dt} \Big|_{t=t_C} = 0, \quad (2)$$

где I_m и I_C – значения максимального тока в нагрузке и емкости соответственно; t_m и t_C – моменты времени, в которые токи достигают максимальных значений.

Заметим, что в случаях, когда при нахождении начальных условий возникали отношения неопределенностей, они раскрывались с помощью правила Лопиталья [8], например:

$$\lim_{i_H \rightarrow 0} [i_H \ln |i_H|] = \lim_{i_H \rightarrow 0} \left[\frac{\ln |i_H|}{1/i_H} \right] = \lim_{i_H \rightarrow 0} \left[\frac{1/i_H}{-1/i_H^2} \right] = 0.$$

Расчет переходных процессов в цепи. Одним из наилучших с точки зрения минимума погрешностей аппроксимации, ширины области изменения аргумента и наличия физического смысла коэффициентов является представление нагрузки в виде гиперболы первой степени [4]:

$$R_H = a_0 + \frac{a_1}{|i_H|}; \quad R_0 = a_0; \quad R_* = \frac{a_1}{|i_H|}. \quad (3)$$

Особенностью данного случая является то, что дифференциальное уравнение, описывающее переходной процесс в цепи, можно решить как относительно i_H , так и относительно i . Поскольку

$$i = i_{\text{H}} \frac{R_0 + R_{\text{ш}}}{R_{\text{ш}}} + \frac{a_1}{R_{\text{ш}}}; \quad (4)$$

$$i_{\text{H}} = i \frac{R_{\text{ш}}}{R_0 + R_{\text{ш}}} - \frac{a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}}, \quad (5)$$

то процессы в цепи рис. 1 согласно закону Кирхгофа описываются выражением

$$\frac{di}{dt} + i \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} + \frac{1}{LC} \int i dt + \frac{R_{\text{ш}} a_1}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} = 0; \quad (6)$$

или

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \frac{di}{dt} + \omega_0^2 i = 0. \quad (7)$$

Выражение (7) является обыкновенным дифференциальным уравнением с постоянными коэффициентами и его решение имеет вид:

$$i = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t}, \quad (8)$$

где

$$\lambda_{1,2} = -\frac{R_0 R_{\text{ш}}}{2L(R_0 + R_{\text{ш}})} \pm \sqrt{\frac{R_0^2 R_{\text{ш}}^2}{4L^2(R_0 + R_{\text{ш}})^2} - \omega_0^2}, \quad (9)$$

Заметим, что здесь и далее мы рассматриваем случай аperiodического разряда конденсатора, как наиболее часто встречающийся в режимах получения наноразмерной дисперсной фазы золей металлов. Для нахождения постоянных интегрирования, воспользуемся условиями (2). Откуда имеем:

$$C_1 = \frac{I_C \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t_C}, \quad C_2 = -\frac{I_C \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_2 t_C}. \quad (10)$$

Таким образом

$$i = \frac{I_C}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \left(\lambda_2 e^{\lambda_1(t-t_C)} - \lambda_1 e^{\lambda_2(t-t_C)} \right), \quad (11)$$

$$i_{\text{H}} = \frac{I_C R_{\text{ш}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(R_0 + R_{\text{ш}})} \left(\lambda_2 e^{\lambda_1(t-t_C)} - \lambda_1 e^{\lambda_2(t-t_C)} \right) - \frac{a_1}{(R_0 + R_{\text{ш}})}. \quad (12)$$

Если записать уравнение (6) относительно i_{H} , то получим

$$\frac{d^2 i_{\text{H}}}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \frac{di_{\text{H}}}{dt} + \omega_0^2 i_{\text{H}} + \frac{\omega_0^2 a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}} = 0. \quad (13)$$

Его решение имеет вид:

$$i_{\text{н}} = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} - \frac{a_1}{(R_0 + R_{\text{ш}})}, \quad (14)$$

где $i_{\text{ч}} = -a_1/(R_0 + R_{\text{ш}})$ – частное решение уравнения (13).

Постоянные интегрирования будем искать в соответствии с условиями (1):

$$C_1 = \frac{\lambda_2 \left(I_m + \frac{a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}} \right)}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t_m}, \quad C_2 = \frac{-\lambda_1 \left(I_m + \frac{a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}} \right)}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_2 t_m} \quad (15)$$

Тогда

$$i_{\text{н}} = \frac{I_m + \frac{a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \left(\lambda_2 e^{\lambda_1(t-t_m)} - \lambda_1 e^{\lambda_2(t-t_m)} \right) - \frac{a_1}{(R_0 + R_{\text{ш}})}. \quad (16)$$

Приравнявая уравнения (11) и (16), имеем:

$$\frac{I_m(R_0 + R_{\text{ш}}) + a_1}{I_C R_{\text{ш}}} = e^{\lambda_1(t_m - t_C)} = e^{\lambda_2(t_m - t_C)}, \quad (17)$$

что соответствует

$$t_m = t_C, \quad I_m = I_C \frac{R_{\text{ш}}}{R_0 + R_{\text{ш}}} - \frac{a_1}{R_0 + R_{\text{ш}}}. \quad (18)$$

Как следует из (18), одновременность достижения токами своих максимумов возможна благодаря исключительно активному характеру нагрузки в цепи в рассмотренном частотном диапазоне, что соответствует экспериментальным данным [4, 7].

В некоторых случаях зависимость нагрузки от тока описывают гиперболой второго порядка:

$$R_H = a_0 + \frac{a_2}{i_{\text{н}}^2}; \quad R_0 = a_0, \quad R_* = \frac{a_2}{i_{\text{н}}^2}. \quad (19)$$

В этом случае уравнение, описывающее переходной процесс в цепи рис. 1 преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_{\text{н}}}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \frac{di_{\text{н}}}{dt} + \omega_0^2 i_{\text{н}} + \frac{1}{R_0 + R_{\text{ш}}} \left[\frac{-a_2}{i_{\text{н}}^2} \cdot \frac{d^2 i_{\text{н}}}{dt^2} + \frac{2a_2}{i_{\text{н}}^3} \left(\frac{di_{\text{н}}}{dt} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{R_{\text{ш}} a_2}{L i_{\text{н}}^2} \cdot \frac{di_{\text{н}}}{dt} + \omega_0^2 \frac{a_2}{i_{\text{н}}} \right] = 0; \end{aligned} \quad (20)$$

или

$$\frac{d^2 i_H}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \frac{di_H}{dt} + \omega_0^2 i_H - \left\{ \frac{1}{R_0 + R_{\text{ш}}} \cdot \frac{a_2}{i_H^2} \left[\frac{d^2 i_H}{dt^2} - \frac{2}{i_H} \left(\frac{di_H}{dt} \right)^2 \right] + \frac{R_{\text{ш}}}{L} \cdot \frac{di_H}{dt} - \omega_0^2 i_H \right\} = 0, \quad (21)$$

Нелинейная часть, присутствующая в уравнениях (20), (21), не позволяет решить его путем прямого дифференцирования и требует применения специальных методов анализа, например, метода малого параметра [9]. Для этого представим i_H в виде асимптотического ряда по малому параметру

$$i_H = i_0 + \varepsilon i_1 + \varepsilon^2 i_2 + \dots \quad (22)$$

В нашем случае есть возможность нескольких вариантов выделения малого параметра:

1) искусственное введение малого параметра $\varepsilon = 1$;

$$2) \varepsilon = \frac{R_{\text{ш}}}{R_0 + R_{\text{ш}}} < 1;$$

$$3) \varepsilon = \frac{R_{\text{ш}}}{R_0 + R_{\text{ш}}} \cdot \frac{a_2}{I_m^2}.$$

В последнем случае применено нормирование коэффициента a_2 относительно максимального значения тока в нагрузке для того, чтобы малый параметр был безразмерным. Заметим, что при этом все слагаемые уравнения (21) должны быть домножены на I_m^2 .

Для рассматриваемого случая все три варианта задания ε одинаковы. Отличие будет состоять лишь в том, что в окончательном уравнении для тока в нагрузке вместо ε будет подставлена соответствующая величина.

В рассмотрении будем использовать только два первых члена уравнения (22) и применим вариант искусственного введения ε . Уравнение для ε^0 примет вид:

$$\frac{d^2 i_0}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \frac{di_0}{dt} + \omega_0^2 i_0 = 0. \quad (23)$$

Решением (23) в соответствии с [8] будет

$$i_0 = C_{10} e^{\lambda_1 t} + C_{20} e^{\lambda_2 t}, \quad (24)$$

а корни характеристического уравнения определяются по (9).

Поскольку начальные условия для данного случая являются некорректными (табл. 1), то для вычисления постоянных интегрирования

применим условия (1). При этом ненулевые условия будем учитывать только при порождающем решении.

Таким образом, постоянные интегрирования примут вид:

$$C_{10} = \frac{I_m \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t_m}; \quad C_{20} = -\frac{I_m \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_2 t_m}. \quad (25)$$

Для первого приближения можем записать:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{R_0 R_{\text{ш}}}{L(R_0 + R_{\text{ш}})} \cdot \frac{di_1}{dt} + \omega_0^2 i_1 = \\ = \frac{a_2}{(R_0 + R_{\text{ш}}) i_0^2} \left\{ \frac{d^2 i_0}{dt^2} - \frac{2}{i_0} \cdot \left(\frac{di_0}{dt} \right)^2 + \frac{R_{\text{ш}}}{L} \cdot \frac{di_0}{dt} - \omega_0^2 i_0 \right\} = F(t), \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} F(t) = F_* \left\{ C_{10}^2 e^{2\lambda_1 t} \left(\lambda_1^2 + \frac{R_{\text{ш}}}{L} \lambda_1 - \omega_0^2 \right) + C_{20}^2 e^{2\lambda_2 t} \left(\lambda_2^2 + \frac{R_{\text{ш}}}{L} \lambda_2 - \omega_0^2 \right) + \right. \\ \left. + C_{10} C_{20} e^{(\lambda_1 + \lambda_2)t} \left(\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \frac{R_{\text{ш}}}{L} (\lambda_1 + \lambda_2) - 2\omega_0^2 \right) - 2C_{10} \lambda_1 e^{\lambda_1 t} - 2C_{20} \lambda_2 e^{\lambda_2 t} \right\}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$F_* = \frac{a_2}{(R_0 + R_{\text{ш}}) \left(C_{10} e^{\lambda_1 t} + C_{20} e^{\lambda_2 t} \right)^3}.$$

Решение уравнения будет иметь вид

$$i_1 = C_{11} e^{\lambda_1 t} + C_{21} e^{\lambda_2 t} + i_{1\text{ч}}, \quad (28)$$

где $i_{1\text{ч}}$ – частное решение уравнения (26).

Заметим, что частное решение будет включать все степени экспоненты, присутствующие в соотношении (27). Однако из-за громоздкости оно тут не приводится.

Выводы:

1. При определении постоянных интегрирования в решении дифференциального уравнения, описывающего переходные процессы в цепи разряда конденсатора на искроэрозионную нагрузку предпочтительнее использовать специальные условия, соответствующие моменту достижения током нагрузки своего максимального значения. Это условие применимо для всех рассмотренных функций, аппроксимирующих зависимость сопротивления нагрузки от тока в ней. В то же время использование начальных и краевых условий для большинства из вышеуказанных функций не представляется возможным.

2. Наиболее удобной для использования в аналитических расчетах является аппроксимация зависимости сопротивления нагрузки от

тока в ней суммой постоянной составляющей и гиперболы первой степени. Такая зависимость позволяет точно решить дифференциальное уравнение, описывающее переходные процессы в рассмотренной цепи не зависимо от расположения датчика тока, как в цепи нагрузки, так и в цепи конденсатора.

Список литературы: 1. Монастирський Г.Е., Коваль Ю.Н., Шпак А.П., Мусиенко Р.Я., Коломыцев В.И., Щерба А.А., Захарченко С.Н., Яковенко П.Г. Получение электроискровым методом порошков сплавов с эффектом памяти формы // Порошковая металлургия. – 2007. – № 5-6. – С. 3-15. 2. Гончарук В.В., Щерба А.А., Захарченко С.Н., Савлук О.С., Потапенко Н.Г., Косинова В.Н. Дезинфицирующее действие объёмного электроискрового разряда в воде // Химия и технология воды. – 1999, № 3. – Т. 21. – С. 328-336. 3. Щерба А.А., Захарченко С.Н., Лопатько К.Г., Шевченко Н.И., Ломко Н.А. Разрядно-импульсные системы производства нанокolloидных растворов биологически активных металлов методом объёмного электроискрового диспергирования // Пр. Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – Київ: ІЕД НАНУ. – 2010. – № 26. – С. 152-160. 4. Захарченко С.Н. Моделирование зависимости электрического сопротивления гранулированных токопроводящих сред от протекающего в них импульсного тока // Технічна електродинаміка. – 2012. – № 5. – С. 17-27. 5. Щерба А.А., Захарченко С.М., Супруновська Н.І., Шевченко Н.І., Монастирський Г.Є., Перетятко Ю.В., Петрученко О.В. Стабілізація режимів електротехнологічних систем для отримання іскроерозійних мікро- та нанопорошків // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск Силова електроніка та енергоефективність. – 2006. – Ч. 1. – С. 120-123. 6. Руденко В.С., Сенько В.И., Чиженко И.М. Преобразовательная техника. – К.: Вища школа, 1983. – 431 с. 7. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Захарченко С.Н. Регулирование динамических параметров технологических систем объёмной электроискровой обработки гетерогенных токопроводящих сред // Праці Ін-ту електродинаміки НАНУ. Електротехніка'2001. – Київ: Вид. Ін-ту електродинаміки НАНУ, – 2001. – С. 3-16. 8. Смирнов В.И. Курс высшей математики, Т. 2. – М.: Гос. изд-во технико-теоретической лит-ры, 1953. – 628 с. 9. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 504 с.

Поступила в редколлегию 06.11.2012